

全超导托卡马克装置欧姆放电 逃逸电子行为研究

卢洪伟, 胡立群, 江勇, 林士耀, 陈开云, 段艳敏, 许平

(中国科学院等离子体物理研究所, 安徽合肥 230031)

摘要:电子发生逃逸在托卡马克等离子体中是较常见的现象,特别是在等离子体破裂阶段,会产生大量的逃逸电子。本工作利用硬X射线监测系统,并结合其它相关诊断系统研究世界上第1个运行的全超导托卡马克(EAST)装置在欧姆放电的不同阶段逃逸电子的行为。研究表明:在欧姆放电起始阶段,逃逸电子的初级产生过程占主导地位。随着放电的进行,逃逸电子的次级雪崩过程逐渐增长,在放电后期一直到等离子体破裂阶段,雪崩过程将占据主导地位。等离子体破裂后,因存在较高的环电压而产生了高能逃逸电子拖尾。

关键词:逃逸电子;硬X射线;破裂;电子雪崩

中图分类号:O536;O532

文献标志码:A

文章编号:1000-6931(2009)01-0022-05

Behaviors of Runaway Electrons Generation on Experiment Advanced Superconducting Tokamak

LU Hong-wei, HU Li-qun, JIANG Yong, LIN Shi-yao,

CHEN Kai-yun, DUAN Yan-min, XU Ping

(*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

Abstract: Plasma disruption on the Tokamak device often generates a lot of runaway electrons. Primary (Dreicer) acceleration and secondary avalanching are two mechanisms responsible for the generation of runaway electrons during disruptions. The behavior of runaway electrons generation was investigated at different phases of discharges on Experiment Advanced Superconducting Tokamak. It is found that primary acceleration is the main mechanism in current ramp-up phase while avalanching played an important role in current quench. In the paper, the diagnostics system is described, and the mechanisms of runaway electrons generation in different phases of discharges are presented by hard X-ray measurement.

Key words: runaway electron; hard X-ray; disruption; avalanching

托卡马克欧姆加热等离子体电流是利用变压器原理产生的电场驱动的。所以,等离子体中的电子不仅受离子和其他电子的碰撞阻尼,还受感应电场的加速作用。电子受到本底等离子体的碰撞阻尼力与电子速度的平方成反比,受到的电场力仅与电场强度有关,不随电子速度的变化而变化。当热电子受到的碰撞阻力平衡于电场力时,电子速度即为逃逸的速度阈值。电子速度一旦超过速度阈值,电场力就会超过电子的碰撞阻尼力,电子将得到很快地加速^[1]。理论计算得到,电子成为逃逸电子的速度阈值为 $v_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{e^3 n_e \ln \Lambda (2 + Z_{\text{eff}})}{4\pi \epsilon_0^2 m_0 E}}$ (n_e 为电子密度, $\ln \Lambda = 17$, Z_{eff} 为有效电荷数, ϵ_0 为介电常数, m_0 为电子的静止质量, E 为电场强度, e 为电子电荷)。当电子的热运动速度高于逃逸的速度阈值时,电子成为逃逸电子。

等离子体破裂时,由于装置的环向电流迅速减小,装置的旋转变换磁场遭到破坏,约束性能变差,大量本底等离子体中的电子将会成为逃逸电子,逃逸电子被剩余环电压加速到较高的能量。由于逃逸电子的能量高,且在等离子体破裂时会局地地轰击装置的第一壁材料,从而造成材料的性能和寿命受损^[2-3]。逃逸电子对将来大装置(ITER)的第一壁材料的影响会尤为明显。理论计算估计,ITER上逃逸电子的能量可达几百 MeV,大约 100 炮比较大的破裂就可严重损伤第一壁材料^[4]。由此,等离子体破裂情况下的逃逸电子的监测和产生机制研究成为当今热核聚变界的一个研究热点。基于同步辐射的红外测量手段,已在 TEXTOR 和 TEXTOR-94 上对破裂下的逃逸电子行为进行了研究^[5]。用软 X 射线反演方法,在 JET 上也对破裂情况下的逃逸电子进行了进一步的研究^[6]。

当逃逸电子从本底等离子体损失到装置的第一壁材料时,与第一壁材料发生厚靶韧致辐射,能量在硬 X 射线范围。这些高能硬 X 射线能量从几百 keV 到几十 MeV,采用硬 X 射线探测系统可检测这些高能硬 X 射线,从而得到有关逃逸电子的一些信息^[7-10]。在 EAST 全超导托卡马克上,建立了 3 道分别在电子运动方向和离子运动方向上的逃逸电子诊断系统,

CdTe 半导体探测器用于检测 0.3~1.2 MeV 硬 X 射线;BGO 闪烁体探测器用于检测 0.5~7 MeV 硬 X 射线。

1 实验装置与诊断系统介绍

全超导托卡马克(EAST)装置的有关参数为:纵向磁感应强度 $B_z = 3$ T,大半径 $R = 1.75$ m,小半径 $a = 0.4$ m;超导极向磁体系统由 14 个超导线圈组成,它可提供 1.0 MA 欧姆等离子体电流。EAST 第二轮偏滤器等离子体放电的有关参数为:等离子体电流 $I_p = 100 \sim 500$ kA,密度 $n_e = (0.5 \sim 3.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,电子温度 $T_e = 0.2 \sim 0.8$ keV,离子温度 $T_i = 0.1 \sim 0.3$ keV。

硬 X 射线监测系统的 3 个探头均位于 EAST 的赤道面的位置(图 1),正向(迎着电子的方向)和反向(迎着离子的方向)的 CdTe 探测器分别以 HXR1 和 HXR2 来表示其探测信号,BGO 探头正向放置,以 HXR3 表示其探测信号。3 个探头均放置在带有准直孔的铅屏蔽内,用于屏蔽杂散的硬 X 射线辐射,不同的是,由于 BGO 是闪烁体探测器,带有光电倍增管(光电倍增管容易受磁场的影响),所以,用软铁来屏蔽装置周围由超导线圈和极向场线圈产生的杂散磁场。

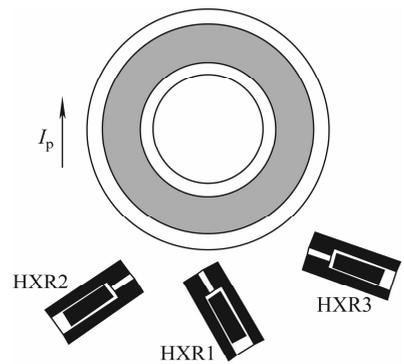


图 1 硬 X 射线诊断系统位置示意图
Fig. 1 Scheme of hard X-ray diagnostics

检测系统的示意图如图 2 所示。由于光的波粒二相性,可把硬 X 射线看作单个的光子^[1]。光子作用到探测器上产生一脉冲信号,探测器的输出信号经过电荷灵敏放大器转换为电压信号后,再经过线性放大器放大、成形。线

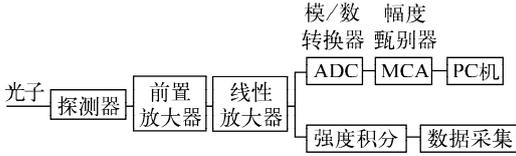


图2 硬X射线诊断系统示意图

Fig. 2 Scheme of hard X-ray system

性放大器的模拟输出信号经模拟/数字转换器(ADC)转换为数字信号,然后存储到多道分析器(MCA)中,MCA中的数据经过网络传送到数据采集的PC终端。这路信号可以提供硬X射线的能谱数据。另外一个并行分支是线性放大器输出信号经过检波器传送到EAST的数据库中,该信号提供硬X射线辐射的通量信号。其中,检波器的主要功能是过滤出信号强度的包络线,它的特征时间是1 ms,可提供较高时间分辨率的硬X射线辐射通量。

2 结果和讨论

逃逸电子的产生机制有两种:初级产生机制(Dreicer过程)和次级产生机制(雪崩过程)。Dreicer过程是逃逸电子在速度空间的扩散引起的,而雪崩过程则是由于高能逃逸电子和本底等离子体的电子发生电子的雪崩碰撞产生的。这两种机制在放电的不同阶段所占的比重不同。在欧姆放电的电流起始阶段,逃逸电子的初级产生过程占主导地位。随着放电的进行,逃逸电子的次级雪崩过程逐渐增长,在等离子体快要破裂的阶段,由次级雪崩产生的逃逸电子所占的比重较大,而由初级过程产生的逃逸电子则较少^[11]。

在EAST装置的欧姆放电过程中也观察到类似的实验现象。EAST欧姆放电3170#波形如图3所示,3170#炮放电的最大电流 $I_p = 154$ kA,最大密度达到 $0.55 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。在430 ms左右,ECE开始缓慢下降,硬X射线开始缓慢产生,说明开始有少量电子从本底等离子体损失到真空室器壁上,与器壁材料发生了厚靶韧致辐射。因ECE信号可反映等离子体内部高能电子的变化趋势,硬X射线则是由于内部的高能电子转化为逃逸电子,逃逸电子又撞击到真空室壁上而产生的。在600 ms左右,等离子体的密度开始下降,表征硬X射线辐射

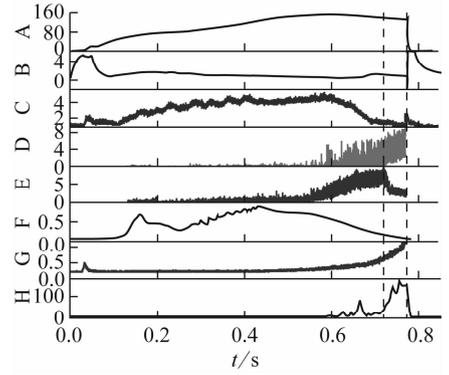


图3 EAST欧姆放电3170#波形

Fig. 3 Waveforms of shot 3170 #

A— I_p /kA; B— V_{loop} /V;C—等离子体线平均高度, $10^{-18} n_{ei}/\text{m}^2$;

D—HXR2,低能(0.3~1.2 MeV)硬X射线相对信号强度;

E—HXR3,高能(0.5~7 MeV)硬X射线相对信号强度;

F—ECE,电子回旋辐射信号相对强度;

G—VB,韧致辐射相对强度; H—ZZ1,中子辐射相对强度

强度的HXR2和HXR3信号幅度开始增加,说明逃逸电子开始增加;与此同时,表征等离子体内部高能电子成分的ECE信号开始下降,根据逃逸电子的初级产生机制,密度的下降导致逃逸电子的阈值速度减小;逃逸电子数量增多,从而硬X射线强度增强,ECE信号的迅速降低是由于本底等离子体中的高能电子向逃逸电子转化引起的。VB韧致辐射信号也体现了逃逸增强这一过程。由此可看出,在等离子体放电的开始阶段逃逸电子的初级产生机制(Dreicer产生机制)起主要作用。

从720 ms开始,反映高能逃逸电子韧致辐射的HXR3开始下降,同时,反映低能逃逸电子韧致辐射通量的HXR2开始明显上升,等离子体密度在此时无明显变化,因此,不能用逃逸电子的初级产生机制来解释。这时,逃逸电子的产生机制由初级过程占主要地位转变为逃逸电子的碰撞雪崩过程起主要作用。碰撞雪崩的具体过程是:高能逃逸电子和本底等离子体中热运动速度低于逃逸速度阈值的热电子发生库仑碰撞,使得热电子的速度超过电子的逃逸速度阈值成为逃逸电子,高能逃逸电子数量减少,低能逃逸电子数量增加,因此,反映低能逃逸电子韧致辐射的HXR2增强,而反映高能逃逸电子通量的HXR3减弱。

EAST 本轮实验中的第一壁材料是不锈钢,而逃逸电子厚靶韧致辐射产生的 γ 光子和不锈钢材料中的铁原子核发生光核反应的阈值能量是 11 MeV,在目前的中小型托卡马克中,等离子体的温度和密度都不是很高,因此,聚变中子产额相对于光核反应产生的中子可忽略^[12]。所以,中子信号基本上反映了能量为 11 MeV 以上的极高能逃逸电子的时间演化。虽然在 720 ms 时刻 HXR3 信号开始减弱,但中子信号 ZZ1 不但未减弱反而有所增强,因为电子之间的碰撞频率 $\nu_e = \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3}$ 和电子速度的 3 次方成反比,电子速度的增加会急速降低它们的碰撞截面。11 MeV 以上的高能逃逸电子与本底等离子体中的电子发生碰撞雪崩的几率可忽略。分析可得出:在 EAST 装置中,能量高于 11 MeV 的极高能逃逸电子的碰撞雪崩效应可忽略,可认为它们在等离子体的运动过程中与本底等离子体中的电子是无碰撞的,不参与逃逸电子的雪崩过程。只有能量在一定的范围内的逃逸电子才有必要考虑逃逸电子的雪崩过程。

EAST 装置欧姆放电 3150 # 波形如图 4 所示。在等离子体电流破裂之后,反映低能逃逸电子(0.3~1.2 MeV)韧致辐射通量的 HXR2 信号很弱,而反映高能逃逸电子(0.5~7 MeV)韧致辐射通量的 HXR3 信号幅度较强并维持了一段时间。而且破裂以后,中子信号 ZZ1 幅度有所升高。这些现象都说明,在等离子体破裂阶段,低能逃逸电子损失较少,而高能逃逸电子的损失比较严重。这一过程无法用逃逸电子的初级产生过程来解释,而应该考虑到电子的碰撞雪崩过程和剩余环电压的加速作用。电子的碰撞雪崩导致了维持时间达几十毫秒的逃逸电子拖尾的出现,而较高的剩余环电压将逃逸电子加速到了很高的能量,产生了高能逃逸电子。这一情况可从 3 个方面来考虑:根据前面的分析,这些能量很高的逃逸电子和本底等离子体的电子发生碰撞雪崩,由于电子雪崩过程,1 个高能逃逸电子变成 2 个低能的逃逸电子,这一过程使得逃逸电子的数目增加,而逃逸电子的能量降低;这些低能逃逸电子的一部分由于等离子体约束变差而逃逸出本

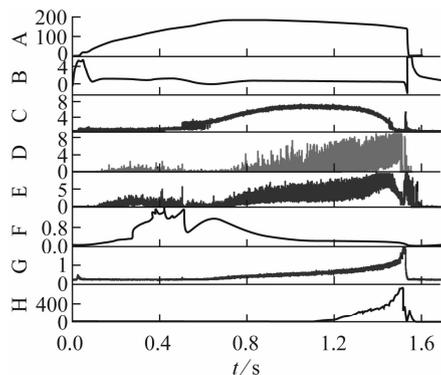


图 4 EAST 欧姆放电 3150 # 波形

Fig. 4 Waveforms of shot 3150 #

A—— I_p /kA; B—— V_{loop} /V;

C——等离子体线平均高度, $10^{-18} n_{ei}/m^2$;

D——HXR2, 低能(0.3~1.2 MeV)硬 X 射线相对信号强度;

E——HXR3, 高能(0.5~7 MeV)硬 X 射线相对信号强度;

F——ECE, 电子回旋辐射信号相对强度;

G——VB, 韧致辐射相对强度; H——ZZ1, 中子辐射相对强度

地等离子体,另一部分被剩余环电压加速至高能的逃逸电子;这些高能逃逸电子小部分参加下一次的碰撞雪崩,大部分发生了逃逸,损失的逃逸电子数目大于雪崩过程产生的逃逸电子数目,所以,整体来说,高能逃逸电子的通量呈下降趋势。总之,逃逸电子经历库仑碰撞-电场加速-库仑碰撞-电场加速循环过程,使得破裂之后逃逸电子可持续几十 ms 甚至几百 ms。

研究托卡马克装置中的逃逸电子,可从逃逸电子的产生和加速两个方面来考虑。比较 3150 # 和 3170 # 两次放电波形可看出,由放电开始一直到 320 ms,虽然 3170 # 放电的等离子体环电压比 3150 # 的高,可更好地加速电子,但由于它相对较高的等离子体密度,使得电子逃逸的速度阈值较大,从而抑制了逃逸电子的产生。在开始阶段,这两次放电的电流和环电压相差不大,而 3170 # 的密度要比 3150 # 的高很多,所以,3170 # 的电子温度比较低,因此,总体而言,3170 # 的电子回旋辐射信号(ECE)比较低。从 530 ms 后,由于密度的降低,导致了逃逸电子产生率的增加,且拥有较高的环电压,可更好地加速逃逸电子,且在这一过程中电子的温度分布是向高能方向移动的,高能成分增加,这些因素导致 3170 # 放电在 530 ms 后逃逸电子的爆发。而对 3150 # 放电,在

530~800 ms,虽然环电压是上升的,由于密度的迅速增加,使得可被环电压加速的逃逸电子数目减少,从而抑制了逃逸电子的爆发。800 ms后,随着放电的进行,电子温度增加,逃逸电子开始缓慢产生。到放电后期,由于电子密度的降低,逃逸的速度阈值减小,逃逸电子的强度开始增加。ZZ1 中子信号在 1.2 s 开始升高,也反映了放电后期高能逃逸电子强度的增强。

3 结论

通过 3 道硬 X 射线监测系统,对 EAST 全超导托卡马克欧姆放电下逃逸电子行为进行了研究。在等离子体电流建立的初始阶段,逃逸电子的产生机制主要可用电子的初级产生机制(Dreicer 产生机制)来解释。实验中观测到:等离子体密度的变化影响了逃逸电子的产生;剩余环电压的存在则决定了逃逸电子的加速过程。随着放电的进行,电子温度升高,逃逸电子的产生逐渐进入电子雪崩阶段。在这一阶段,环电压的加速作用尤为明显,特别是破裂以后的高能逃逸电子拖尾更是体现了逃逸电子的雪崩逃逸过程与剩余环电压的加速作用。

参考文献:

- [1] 陈忠勇. HT-7 低杂波电流驱动实验以及高能电子动力学的实验研究[D]. 合肥:中国科学院等离子体物理研究所,2006.
- [2] GILL R D. Generation and loss of runaway electrons following disruptions in JET[J]. Nucl Fusion, 1993, 33: 1 613-1 625.
- [3] YOSHINO R, KONDOH T, NEYATANI Y, et al. Fast plasma shut down by killer pellet injection in JT-60U with reduced heat flux on the divertor plate and avoiding runaway electron generation[J]. Plasma Phys Contr Fusion, 1997, 39: 313-332.
- [4] MARTIN-SOLIS J R, ESPOSITO B, SÁNCHEZ R, et al. Energy limit on runaway electrons in Tokamak plasmas[J]. Phys Plasmas, 1999, 6: 238-252.
- [5] JASPERS R, LOPES CARDOZO N J, SCHULLER F C, et al. Disruption generated runaway electrons in TEXTOR and ITER [J]. Nucl Fusion, 1996, 36: 367-373.
- [6] GILL R D, ALPER B, EDWARDS A W, et al. Direct observations of runaway electrons during disruptions in the JET Tokamak [J]. Nucl Fusion, 2000, 40: 163-174.
- [7] ESPOSITO B, BERTALOT L, KASCHUCK Y A, et al. A gamma ray spectrometer system for fusion applications[J]. Nucl Instrum Methods, 2002, A476: 522-526.
- [8] ESPOSITO B, MARTÍN-SOLÍS J R, POLI F M, et al. Dynamics of high energy runaway electrons in the Frascati Tokamak upgrade[J]. Phys Plasmas, 2003, 10: 2 350-2 360.
- [9] MARTIN-SOLIS J R, ESPOSITO B, SÁNCHEZ R, et al. Runaway electron behaviour during electron cyclotron resonance heating in the Frascati Tokamak upgrade[J]. Nucl Fusion, 2004, 44: 974-981.
- [10] MARTIN-SOLIS J R, ESPOSITO B, SÁNCHEZ R, et al. Comparison of runaway electron dynamics in LH and ECRH heated discharges in the Frascati Tokamak upgrade [J]. Nucl Fusion, 2005, 45: 1 524-1 533.
- [11] PLYUSNIN V V, RICCARDO V, JASPERS R, et al. Study of runaway electron generation during major disruption in JET [J]. Nucl Fusion, 2006, 46: 277-284.
- [12] JARVIS N. Neutron measurement techniques for Tokamak plasmas[J]. Plasma Phys Controlled Fusion, 1994, 36: 209-244.